УДК 537.534.2

ПОЛУЧЕНИЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ПЛОСКО-СИММЕТРИЧНОГО СХОДЯЩЕГОСЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА ИЗ ПЛАЗМЫ МОДИФИЦИРОВАННОГО ПЕННИНГОВСКОГО РАЗРЯДА

В.П. Нархинов

Отдел физических проблем при Президиуме Бурятского научного центра СО РАН. г. Улан-Удэ
E-mail: lib@pres.bsc.buryatia.ru

Реализовано применение пеннинговского разряда для получения кольцевой плазмы, способной эмиттировать электроны и ионы, радиально сходящиеся к центру коаксиальной системы. Приводится принцип действия разработанного устройства, легко устанавливаемого в коаксиальную систему газоразрядного источника электронов. Установлено, что короткофокусные радиальные пучки имеют относительно высокую токовую однородность.

Введение

В настоящее время в физике и технике плазменных источников электронов накоплен большой экспериментальный материал, полученный с помощью развитой методики на основе далеко продвинутой теории.

Фундаментальные исследования в данной области реализуются в технологических электронных пушках [1]. Несмотря на продолжительные исследования, осталось ряд проблем теоретико-прикладного характера, решение которых возможно при дальнейшем развитии экспериментальной техники. Выбор конструктивного исполнения разрядной камеры обусловливается, прежде всего, назначением плазменного источника электронов, часто определяемым параметрами пучка, в том числе его геометрией. В общем случае, размеры и форма поперечного сечения электронного потока определяются размерами и формой канала в электродинамической системе прибора [2].

В данной статье представлены результаты исследований: формирования плазменного эмиттера, получения и измерения токовых параметров 28-и сходящихся пучков электронов новым методом.

Конструкция и принцип работы источника

На рис. 1 представлен источник электронов и структурная электрическая схема. Разрядная камера состоит из катодного и анодного узлов, собранных из разъемных конструктивных элементов.

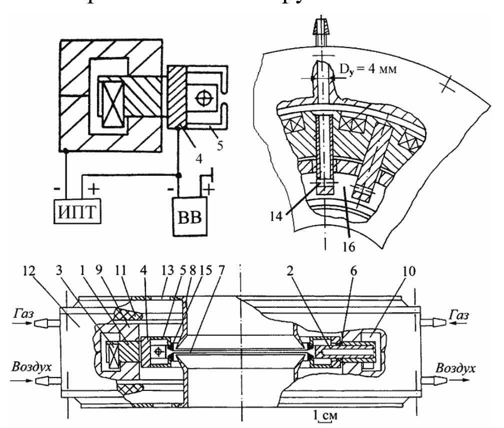


Рис. 1. *Конструкция источника электронов*

Катод представляет опорное кольцо – 1 из немагнитной стали, в которое установлены 28 ферромагнитных стержней – 2 под углом сходимости 12,8°. Для натекания рабочего газа в разрядные ячейки типа Пеннинга в стержнях выполнены два сообщающихся отверстия диаметром 4 мм, образующие полости *T*-образной формы с отношением длины l_n к диаметру d_n 36/4. Полые катоды – 2 являются полюсными наконечниками постоянных магнитов – 3 из самарий-кобальтового сплава. Встречно включенные магниты установлены в выемках по внешней боковой поверхности опорного кольца – 1 и создают в каждой ячейке поперечное магнитное поле индукцией B ~0,1 Тл с периодически меняющимся направлением силовых линий магнитного поля. Анод собран из цилиндра – 4, перфорированного 28-ю отверстиями в боковой поверхности и двух съемных колец – 5 Г-образного профиля сечения, выполненных из немагнитной стали. На края анодных колец – 5 напрессованы ферромагнитные вставки – 15, образующие эмиссионный канал в виде усеченного конуса со щелью – 7. Анод установлен внутри опорного кольца и удерживается диэлектрическими втулками – 6 с внутренним диаметром 10,2 мм. Выступающие в полость общего анода, имеющего вид тора прямоугольного сечения, кубические части стержней – 2 сечением 10×10×10 мм делят ее на 28 разрядных ячеек – 16. Электродная система установлена в нижнюю часть сборной конструкции источника электронов. При смыкании с верхней частью корпуса образуются две кольцевые полости. В нижнюю подается сжатый воздух, охлаждающий протоком стенку разрядной камеры с магнитами. В верхнюю полость – 10, отсеченную от атмосферы разъемными вакуумноплотными соединениями, подается рабочий газ. При дозированном расходе газа и постоянной откачке вакуумной системы перетекание из кольцевой полости осуществляется по отверстиям – 14 в разрядные ячейки – 16 за счет малого градиента давлений. Разряд зажигался в многоячеистой пеннинговской электродной системе, образованной 28-ю короткими ячейками, примыкающими друг другу и замкнутыми в кольцо, от источника питания постоянного тока. Форма $B_\perp$-поля способствует удержанию электронов, как осциллирующих между плоскостями стержневых катодов, так и вращающихся в плоскости анода, осуществляя ионизацию в разряде.

Из рис. 2 видно, что зависимости зажигания (кривая 1) и горения разряда (кривая 2) носят различный характер.

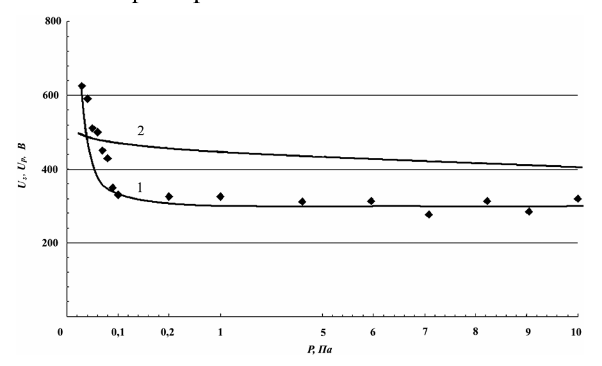


Рис. 2. *Зависимости напряжений зажигания и горения разряда от давления газа: 1) $U_з(p)$, 2) $U_р(p)$*

Существенное отличие обусловлено спецификой тлеющего разряда с неравномерным распределением потенциала в разрядном промежутке вследствие значительной роли электрического поля объемных зарядов [3]. Экспериментально установлена область давления газа ~0,2 Па, ниже которой начинается крутой рост напряжения зажигания разряда. В диапазоне 0,2...10 Па правая ветвь $U_з(p)$ характеризует слабую зависимость. Кривая 2 не имеет явно выраженного излома, поскольку монотонный характер в широком диапазоне давления газа показывает слабую зависимость напряжения горения разряда от давления.

Устойчивость разряда связана секционированием анодной полости стержневыми катодами при $S_а>S_к$, где $S_а$ и $S_к$ – общая площадь поверхности анода и катода, соответственно. В силу этого наблюдалась симметризация разряда. В тлеющем разряде протекает объемный ток с прикатодным падением потенциала на слое, толщина $l_к$ которого уменьшается с увеличением разрядного тока. Переход от обычного, в разряд с полым катодом связан с изменением экранирующего действия ионной оболочки перед апертурой сквозных отверстий в стержневых катодах диаметром 4 мм. С выполнением условий $l_к \le d/2$ плазма отражательного разряда проникает в цилиндрические полости – 14 (рис. 1), вызывая эмиссионные процессы в полостях [4, 5]. На рис. 3 приведены вольт-амперные характеристики с полыми стержневыми катодами (кривые 2, 4) при соответствующих давлениях 0,35 и 8 Па [6].

Экспериментальные кривые 2 и 4 показывают, что ток разряда достигает максимального значения, а напряжение горения – минимального при кратности $l_п/d_п=9$, что характерно и согласуется с результатами, полученными в [5, 7, 8]. В общем случае, при заданном токе разряда ток эмиссии зависит от многих параметров, в том числе плотности электронов в плазме и их энергетического спектра вблизи эмиссионного канала. В экспериментальных условиях кольцевая плазма имела следующие параметры: $n_е$~(4...5)·10^{18} м$^{-3}$; $T_е$~6...7 эВ; потенциал плазмы φ_0~370 В и потенциал анода $\varphi_а$~270 В. Поскольку потенциал φ_0 выше потенциала $\varphi_а$ примерно на 100 В, возникающее в разряде отрицательное анодное падение потенциала ($\varphi_0-\varphi_а$), характеризуемое соотношением [1]

$$\varphi_0-\varphi_a \ge (kT_e/e)l_n(M/m_e)^{0,5},$$

обеспечивает устойчивое протекание разрядного тока на анод. Здесь k – постоянная Больцмана; $T_е$ – температура электронов; $е$ – заряд электрона; M – масса иона; $m_е$ – масса электрона.

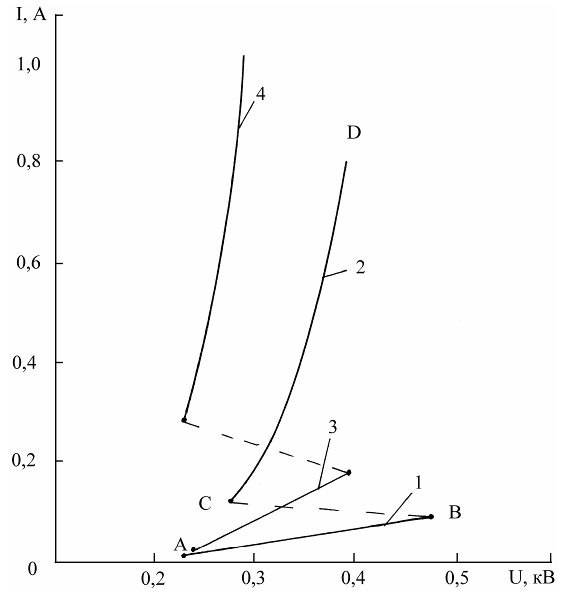


Рис. 3. *Вольт-амперные характеристики разряда с полыми стержневыми катодами: 1, 3) обычный отражательный разряд; 2, 4) разряд с полым катодом*

Плотность анодного тока, обусловленного плазменными электронами с максвелловским распределением тепловых скоростей, определяется как [1]:

$$j_a=en[kT_e/(2\pi m_e)]^{0,5}\exp[-(\varphi_0-\varphi_a)/(kT_e)].$$

Протяженность анодного падения потенциала задает ленгмюровский слой толщиной ~1,2 мм, при этом эмитирующая кольцевая плазма эффективно создается путем локальной деформации поперечного магнитного поля в центре анода, т.е. в области эмиссионной щели, приводящей к стягиванию электронного тока и уменьшению ионной составляющей анодного тока [9, 10].

При подаче высокого потенциала на промежуток между ускоряющим электродом – 8 и анодом – 5 (рис. 1), отрицательным относительно плазмы, поле ускоряющего промежутка, тормозящее ионы и ускоряющее электроны, накладывается на поле пространственного заряда пристеночного слоя, т.е. использовалась известная высоковольтная система извлечения электронов [1]. На рис. 4 дана зависимость тока электронного пучка от ускоряющего напряжения (а) и автограф (б) радиально сходящихся пучков с кольцевой поверхности плазмы ~200 мм при потенциале $\varphi(d)$=const и напряженности электрического поля $E(d)$=0 на ее границе.

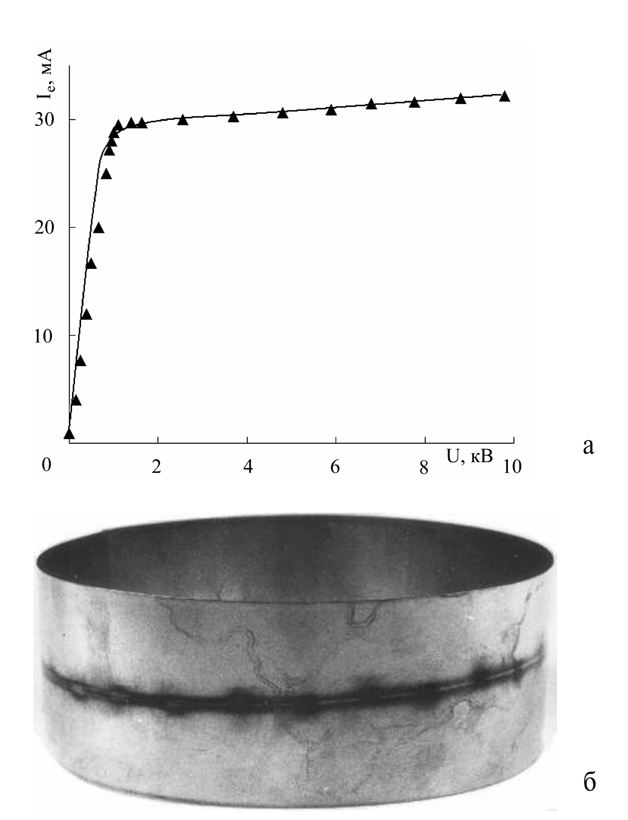


Рис. 4. *Зависимость тока пучка от: ускоряющего напряжения (а); автограф на коллекторе из Al-фольги (б)*

Измерение параметров ленточных пучков

Для обеспечения эффективного воздействия на объект цилиндрической формы радиально сходящегося пучка электронов с равномерным распределением удельной мощности необходимо, чтобы азимутальная неоднородность распределения тока была минимальна. С целью выяснения обозначенного вопроса проведено экспериментальное исследование [11] методом вращающегося цилиндра Фарадея (ЦФ) [12, 13]. В основе указанных выше работ использовалась часть метода дырочной камеры [14]. Токи выделенных частей 28-и ленточных пучков электронов, проникших сквозь отверстия диаметром 1,2 мм в кольцевом коллекторе, пропорциональны плотности тока в месте расположения данных отверстий. Как показали результаты измерений методом вращающегося ЦФ, неоднородность азимутального распределения тока радиально сходящихся пучков составила ~5 %, при этом изменение поперечного сечения ленточных пучков не влияет на их токовую однородность [11].

Следующим основным параметром электронных пучков является распределение плотности тока по их сечению. Предпосылкой для измерения распределения плотности тока по сечениям 28-и ленточных пучков стал известный метод подвижной щели [14], хотя имеется и другая возможность, отмеченная в работе [11]. На рис. 5 схематично представлен новый метод структурного анализа центральной области ленточных пучков.

Эмиттирующая поверхность плазмы, ограниченная прианодным ленгмюровским слоем, находится в эмиссионном канале – 1, образованном анодными ферромагнитными вставками – 2. Коллекторный электрод – 3 с 28-ю отверстиями – 4 диаметром 4 мм вырезает ускоренные в извлекающем промежутке центральные части 28-и ленточных пучков, которые, попадая в зону медленно вращающегося ЦФ – 5 с входной щелью – 6 длиной, равной диаметру цилиндра 6 мм, шириной 0,5 мм, измеряются.

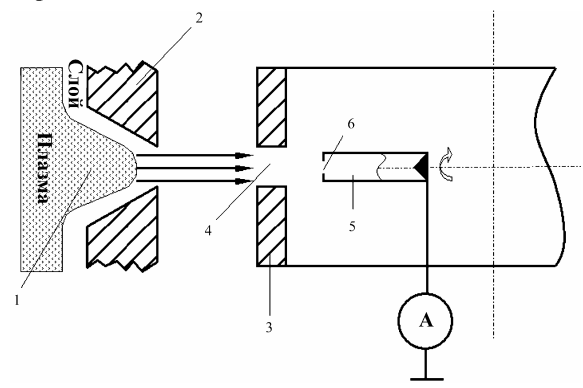


Рис. 5. *Схема устройства для измерения распределения плотности тока в поперечном сечении центральной области ленточных пучков*

По величине тока, проходящего через узкую щель при различных его положениях относительно оси пучка, судят о самом пучке. Т.о., подвижная щель – 6 в молибденовой пластинке совмещена непосредственно с регистрирующим преобразователем прямого действия, а движение поперек исследуемых пучков осуществляется за счет поворота ЦФ – 5 на валу микродвигателя (n=0,2 об/мин). При большом радиусе кривизны перемещение ЦФ по дуге практически не будет отличаться от прямолинейного. Соосность измерительного устройства с источником электронных пучков соблюдалась проточками и отбортовками в элементах экспериментального устройства. По горизонтали – эмиссионная щель, отверстия в коллекторе и ЦФ – центровались.

На рис. 6 представлен общий вид экспериментальной установки. Электронный источник – 1 через проходной опорный изолятор – 2 соединялся с вакуумной камерой. ЦФ во фторопластовом кожухе установлен на вал однофазного микродвигателя. На входе цилиндра – 3 закреплена молибденовая пластинка с щелью – 4, а для отсечения 27-и пучков имеется защитный экран – 5. На монтажном столике – 6 закреплены: сверху – токосъемные элементы цепи ЦФ; снизу – двигатель, установленный в проточку изолятора – 2; технологическая крышка – 7 с коллекторным электродом – 8 ложится на корпус источника – 1. Электрическая связь в цепи ЦФ и питания микродвигателя осуществлялась через разъем в вакуумной камере. Измерения проводили с пучками круглого сечения около 12,5 мм^2 током 0,2 мА при ускоряющем напряжении до 6 кВ.

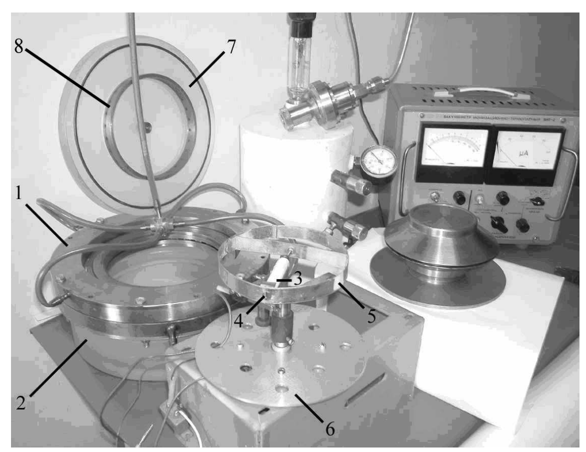


Рис. 6. Общий вид установки после измерений параметров электронных пучков

Результаты эксперимента и их анализ

Экспериментальные данные щелевых токов в 8-и кольцевых зонах по диаметру пучка, в мкА: $i(1) \sim 0,25$ $i(2) \sim 0,38$; $i(3) \sim 0,39$; $i(4) \sim 0,5$; $i(5) \sim 0,5$; $i(6) \sim 0,39$; $i(7) \sim 0,38$; $i(8) \sim 0,25$.

По данным измерения построена зависимость относительно величины щелевого тока от положения щели, рис. 7.

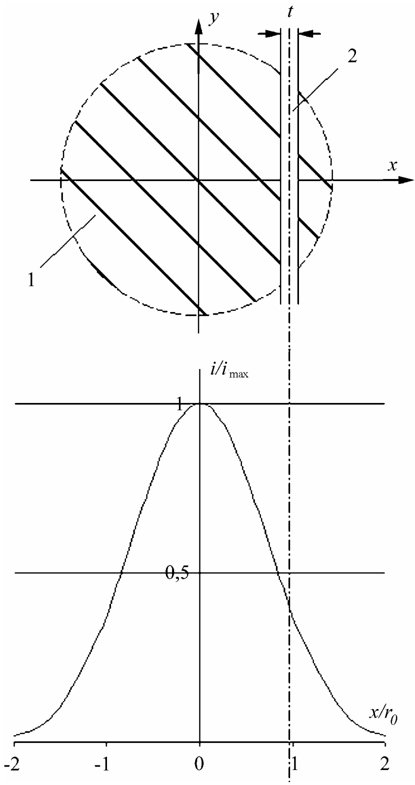


Рис. 7. Экспериментальная зависимость относительного щелевого тока от положения щели: 1) сечение пучка; 2) щель

Для нахождения функции радиального распределения плотности тока в пучке электронов воспользуемся выражением [14]

$$j(r) = -\frac{1}{\pi t r}\frac{d}{dr}\int_r^{r_0}\frac{i(x)x\cdot dx}{\sqrt{(x^2-r^2)}}. \qquad (1)$$

Здесь $j(r)$ – плотность тока, как функция от некоторого текущего значения $r=\sqrt{x^2+y^2}$, t – ширина подвижной щели, r_0 – радиус пучка, $i(x)$ – некоторая экспериментальная кривая, в нахождении которой и состоит основная задача. Предположим, что общий вид кривой описывается уравнением $I(x)=g(-x^2+b)$. Найдем коэффициенты g и b. Для этого составим систему уравнений:

$$0,5=g(-0,25+b);$$
$$0,25=g(-4+b).$$

Решая совместно систему уравнений, получаем $g=0,07$; $b=7,75$, значит, в данном случае, $i(x)=0,07(-x^2+7,75)$. В итоге шесть точек из восьми хорошо ложатся на эту кривую, что дает возможность использовать полученную функцию для дальнейших расчетов. В начале подставим общий вид $I(x)$ в соотношение (1). Получаем

$$j(r) = -\frac{1}{\pi t r}\frac{d}{dr}\int_r^{r_0}\frac{g(-x^2+b)xdx}{(x^2-r^2)^{\frac{1}{2}}}. \qquad (2)$$

После промежуточных вычислений, получаем

$$j(r) = \frac{g}{\pi t}\left[\frac{r_0^2-2r^2+b}{(r_0^2-r^2)^{\frac{1}{2}}}\right]. \qquad (3)$$

Данное соотношение для радиального распределения плотности тока получено, как уже говорилось выше, для многоэмиттерной системы. Подставляя в (2) соответствующие значения постоянных параметров, получим вид функции для данного частного случая такой системы. Коэффициент g, судя по всему, имеет размерность плотности тока, т.е. $g=0,07$ мкА/мм^2, а коэффициент b – размерность площади, $b=7,75$ мм^2, $r_0=2$ мм (радиус пучка), $t=0,5$ мм (ширина щели). В итоге, после всех подстановок, окончательное выражение для распределения плотности тока получается

$$j(r) = 0,1\left[\frac{6-r^2}{(4-r^2)^{\frac{1}{2}}}\right]. \qquad (4)$$

На рис. 8 представлена расчетная j-кривая.

Анализируя данное выражение, видно, что функция симметрична относительно оси ординат и имеет бесконечный разрыв в точках –2 и 2 при точках минимума $\pm\sqrt{2}$. В центре пучков, т.е. на их оптической оси будет центральный максимум плотности тока. Далее плотность тока спадает, но с точек минимума она плавно начинает расти; при $r=1,8$ мм она равна 0,317 мкА/м^2, что приблизительно равно ее значению в центральном максимуме, в точке $r=1,95$ мм, $j=0,5$ мкА/мм^2; и чем ближе она к краю пучка, тем круче кривая уходит вверх, асимптотически приближаясь к r_0.

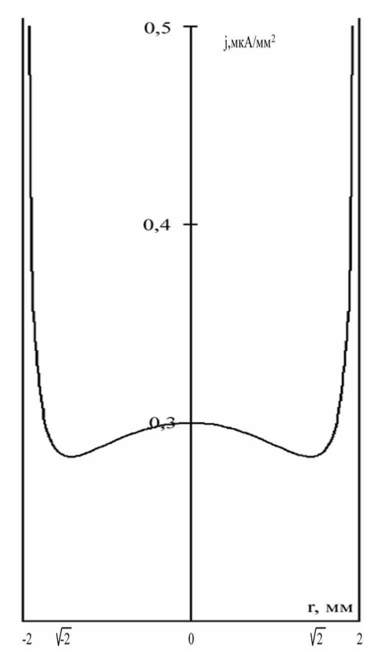


Рис. 8. *Радиальное распределение плотности тока по сечению ленточного пучка в многолучевой сходящейся системе*

Данный результат приблизительного расчета радиального распределения плотности тока центральной области 28-и ленточных сходящихся пучков электронов получен впервые. В силу этого можно дать только предварительные объяснения, говоря о перекрытии краев 28-и пучков из-за теплового расширения, поскольку функция j_a содержит в себе полную информацию о тепловом расширении пучка [2, 15, 16].

Можно также предположить, что уплотнение на краях исследуемого пучка, проходящего сквозь щель, происходит за счет тока вторичных электронов из краев щели. Разумеется, для основательных выводов потребуется более глубокое изучение сложных электронно-оптических явлений неламинарного потока.

Следует отметить, что в варианте прибора метод вращающегося ЦФ применялся дважды, что существенно расширяет возможности диагностики электронно-лучевых систем подобного типа. Для определения степени азимутальной и радиальной неоднородности по отработанной методике достаточно применить набор коллекторных колец различного диаметра и ЦФ с возможностью его горизонтального перемещения, например, креплением на шпильке. Информация, полученная при помощи измерительных устройств вращающегося ЦФ в коаксиальной системе, приближает решение задачи определения токовых параметров на любом участке сходимости.

Заключение

Результаты исследования позволяют резюмировать следующее:

– развитая плазменная поверхность, с которой ведется токоотбор внутрь коаксиальной системы, дает возможность облучения с равномерной плотностью мощности боковой поверхности объекта диаметром от 20 до 140 мм;
– регулируемая эмиссионная щель задает площадь обработки боковой поверхности;
– источник радиально сходящихся ленточных пучков электронов отличает простота конструкции, надежность работы в тяжелых вакуумных условиях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Завьялов М.А., Крейндель Ю.Е., Новиков А.А., Шантурин Л.П. Плазменные процессы в технологических электронных пушках. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 256 с.
2. Алямовский И.В. Электронные пучки и электронные пушки. – М.: Советское радио, 1966. – 456 с.
3. Грановский В.Л. Электрический ток в газе. – М.: Наука, 1971. – 544 с.
4. Москалев Б.И. Разряд с полым катодом. – М.: Энергия, 1969. – 184 с.
5. Крейндель Ю.Е. Плазменные источники электронов. – М.: Атомиздат, 1977. – 144 с.
6. Нархинов В.П., Семенов А.П., Балханов В.К. Низковольтный отражательный разряд в электродной структуре стержневых полых катодов с общим анодом // Электротехника. – 2002. – № 9. – С. 50–53.
7. Груздев В.А. Исследование плазменного источника электронов на основе дифицированного пеннинговского разряда: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. – Томск, 1971. – 14 с.
8. Васильева Г.Г. Эффект полого катода в газоразрядных системах со скрещенными электрическим и магнитным полями: Автореф. дис. ... канд. техн. наук. – Томск, 1974. – 16 с.
9. Крейндель Ю.Е., Левшук Л.А. Создание и исследование неоднородной плазмы в пеннинговском разряде // Журнал технической физики. – 1968. – Т. 38. – № 10. – С. 1675–1683.
10. Нархинов В.П., Семенов А.П., Балханов В.К. Особенности формирования радиально сходящегося пучка электронов из плазмы отражательного разряда с полыми катодами и общим анодом в магнитном поле // Электротехника. – 2003. – № 10. – С. 55–59.
11. Нархинов В.П. Регистрация и измерение тока ленточных пучков электронов на фиксированном участке сходящейся эмиттерной системы // Журнал технической физики. – 2002. – Т. 72. – № 4. – С. 136–138.
12. Нархинов В.П. Метод вращающегося цилиндра Фарадея в диагностике радиально сходящихся пучков электронов // Приборы и техника эксперимента. – 2002. – № 5. – С. 129–131.
13. Пат. 2202116 РФ. МКИ G01T 1/29. Способ измерения распределения тока радиально сходящихся ленточных пучков электронов и устройство для его осуществления / В.П. Нархинов, А.П. Семенов. Заявлено 25.05.2001; Опубл. 10.04.2003, Бюл. № 10. – 12 с.: ил. 2.
14. Зинченко Н.С. Курс лекций по электронной оптике. – Харьков: Изд-во ХГУ, 1961. – 350 с.
15. Пирс Д.Р. Теория и расчет электронных пучков. – М.: Советское радио, 1956. – 216 с.
16. Молоковский С.И., Сушков А.Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. – М.: Энергоатомиздат, 1991. – 304 с.